ÜBER EINE NEUE FORM DER STOSSERREGUNG ELEKTRISCHER SCHWINGUNGEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

UNIVERSITÄT MARBURG

VORGELEGT

VON

MORITZ VOS
AUS GRAZ.

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

MARBURG 1913.

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1913.

Von der philosophischen Fakultät als Dissertation angenommen am 25. Oktober 1912.

Berichterstatter Prof. Dr. **Richarz.**

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEN LIEBEN ELTERN

IN DANKBARKEIT GEWIDMET

Inhaltsverzeichnis.

Seite

A. Allgemeines und Historisches über Stoßerregung 7
B. Das Wesen der neuen Anordnung 11
C. Die zu untersuchenden Fragen 13
D. Die Versuchsanordnung 13
E. Die Untersuchungsmethoden 20
F. Die Versuchsergebnisse 30
G. Zusammenfassung 40

A. Allgemeines und Historisches über Stoßerregung.

J. v. Geitler[1]), Fürst Galitzin[2]), A. Oberbeck[3]), R. Domalip und Kolaček[4]), M. Wien[5]), und P. Drude[6]) haben gezeigt, daß, wenn zwei isochrone Schwingungskreise nicht zu lose miteinander gekoppelt werden, im allgemeinen in jedem dieser Schwingungskreise zwei Schwingungen mit verschiedenen Frequenzen vorhanden sind. Indem diese beiden Schwingungen miteinander interferieren, entstehen Schwebungen, und es findet dann ein periodisches Hin- und Herwandern der Energie zwischen Primär- und Sekundärsystem statt.

Dieser Vorgang ist in Fig. 1 schematisch wiedergegeben.

Max Wien hat dann in der Physikalischen Zeitschrift[7]) eine Methode der Schwingungserzeugung angegeben, bei welcher die Entstehung dieser beiden Schwingungen trotz der engen Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem vermieden ist.

Das Prinzip dieser Methode besteht darin, daß im Augenblick, wo die resultierende Amplitude im Primärsystem gleich Null geworden ist und die ganze Energie sich im Sekundärsystem befindet, der Primärschwingungskreis automatisch geöffnet wird, so daß das Sekundärsystem dann als ungekoppelter Kreis mit seiner Eigenperiode und Eigendämpfung ausschwingen kann. Diese Methode der Schwingungserzeugung wird allgemein als „Stoßerregung" der Schwingungen bezeichnet (vgl. Fig. 1a). Wie Wien[8]) dann weiter experimentell nachgewiesen hat, kann unter gewissen günstigen Bedingungen jene automatische Öffnung dadurch geschehen, daß der Widerstand der zur Erregung der Schwingungen im primären Schwingungskreis eingeschal-

---

1) J. v. Geitler, Wien. Ber. **104** [2a], 169—181, 994—1013, 1895.
2) Fürst Galitzin, Petersb. Ber. Mai und Juni 1895.
3) A. Oberbeck, Wied. Ann. **55**, 623, 1895.
4) Domalip u. F. Kolaček, Wied. Ann. **57**, 731, 1896.
5) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897.
6) Drude, Ann. d. Phys. (4) **13**, 512, 1904.
7) M. Wien, Phys. Ztschr. **7**, 871, 1906; **9**, 49, 1908.
8) M. Wien, Phys. Ztschr. **7**, 871, 1906; **9**, 49, 1908; Ann. d. Phys. (4) **25**, 644, 1908.

teten sehr kurzen zischenden Funkenstrecke im Augenblick, wo die resultierende Amplitude im Primärsystem Null geworden ist, so groß wird, daß der Funke abreißt (Löschwirkung der Funkenstrecke), und das Primärsystem daher, wie es zur Stoßerregung der Schwingungen notwendig ist, selbständig geöffnet wird.

Die Bedingungen dafür, daß Stoßerregung der Schwingungen eintritt, sind, wie M. Wien selbst anführt[1]), folgende:

1. Genügende Löschwirkung der verwendeten Funkenstrecke.
2. Genügende Dauer des ersten Minimums im Stoßkreis.
3. Genügende Einstimmung der beiden Systeme.

Kurze Funkenstrecken mit großen massiven Silber- oder Kupferelektroden löschen am besten. Alle Mittel, die eine schnelle Entionisierung der Funkenbahn und eine schnelle Wärmeabfuhr von den Elektroden begünstigen, sind ausgezeichnete Hilfen für die Löschwirkung[2]). Dazu gehören das Einbetten der Funkenstrecke in Wasserstoff, die Verwendung von wassergekühlten Elektroden aus gut wärmeleitenden Materialien, das mechanische Anblasen der Funkenstrecke, das magnetische Anblasen der Funkenstrecke usw.

Die Dauer des Minimums im Stoßkreis ist durch die Größe der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem gegeben. Je enger die Koppelung, desto kürzere Dauer hat das Minimum; also muß man im allgemeinen schwächer koppeln, damit Löschwirkung eintritt. Der Einfluß der Koppelung auf die Löschwirkung sehr kurzer Löschfunkenstrecken hat Herr Riegger[3]) untersucht.

Genügende Einstimmung ist eine notwendige Bedingung für die Löschwirkung, da sonst die Minima im Stoßkreis nicht Null werden und die Entionisierung der Funkenstrecke dann zu gering wäre.

Auch andere Forscher haben Anordnungen zur Stoßerregung elektrischer Schwingungen unter Anwendung dazu geeigneter Funkenstrecken angegeben; so z. B. die Herren Br. Glatzel[4]) und Siegfried Arndt[5]).

M. Wien hat später dann noch gezeigt, daß Löschwirkung auch mit längeren Funkenstrecken zu erreichen ist, doch muß hier die

---

1) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **4**, 135, 1910.
2) A. Epinosa, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **1**, 480, 1908.
3) H. Riegger, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **5**, 35—59, 1911.
4) Br. Glatzel, Verh. D. Phys. Ges. **12**, 590—612, 830—841, 842—846, 1910.
5) Siegfried Arndt, Leipz. Sitzber., math.-phys. Kl. **61**, 117—120, 1910.

Koppelung viel loser gemacht werden. Auch in diesem Falle löschen Silber und Kupfer am besten, Magnesium am schlechtesten. Bei diesen langen Funkenstrecken kommt es sehr auf die Einstimmung beider Systeme an.

Gekoppelte Systeme.

Fig. 1.

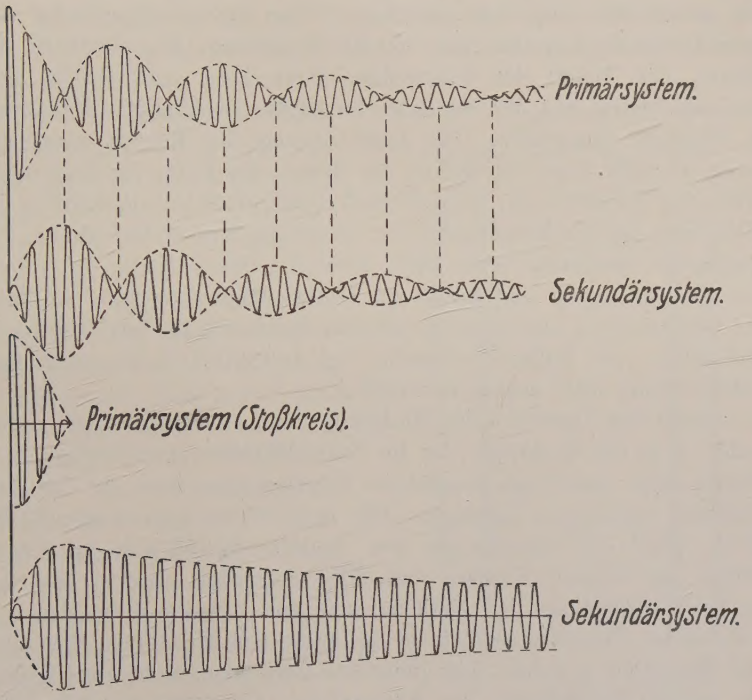


Fig. 1 a.

Stoßerregung der Schwingungen.

Obwohl die Löschwirkung bei guter Abstimmung sehr regelmäßig ist, so hat diese Art der Stoßerregung doch manche Nachteile. Der Nutzeffekt der Anordnung ist bei großen Spannungen auch bei Silber gering; die scharfe Abstimmung ist schwierig und unbequem. Ist der Sekundärkreis relativ stark gedämpft, so wird die Stoßerregung unrein, da die Zeit, bis zu welcher die Energie ganz in das Sekundärsystem übergegangen ist, zu groß wird im Verhältnis zu der Dauer des Ausschwingens.

Eine einfache und radikale Methode, um Löschwirkung auch bei längeren Funkenstrecken zu erreichen, hat M. Wien dann in der Physikalischen Zeitschrift 11, 76—77, 1910 zuerst beschrieben[1]).

Er schaltet zur Erzielung besserer Löschwirkung außer der Funkenstrecke Geißlersche Röhren in den Stoßkreis ein.

Da diese Methode der Stoßerregung mit Löschröhren für vorliegende Untersuchung von grundlegender Bedeutung ist, so soll sie hier etwas näher besprochen werden. Wien untersucht zunächst eingehend, wie die Löschwirkung von der Koppelung, dem Gasdruck, der Gasart, dem Metall der Elektroden, ihrer Form und Größe, dem Funkenpotential und der Kapazität im Stoßkreis abhängt. Er kommt zu folgenden Resultaten. Die Löschwirkung der Röhren hängt nur wenig von der Form der Röhre, der Gasart, der Form der Elektroden, sowie der Kapazität ab; dagegen sind Gasdruck, Metall und Größe der Elektroden und Funkenpotential von ausschlaggebender Bedeutung. Als günstigster Gasdruck ergab sich etwa 0,1 bis 1,0 mm Hg. Auch hier löschen Kupfer und Silber am besten, Magnesium viel schlechter. Die Löschwirkung nimmt mit wachsender Spannung ab, bei 80000 Volt sind schon zwei Röhren notwendig, bei 100000 Volt ist regelmäßige Löschwirkung nicht mehr zu erreichen.

Auch der Nutzeffekt der Hochfrequenztransformation wurde untersucht, d. h. das Verhältnis der im Sekundärsystem pro Zeiteinheit in Wärme oder Strahlung umgesetzten Schwingungsenergie zu der dem Stoßkreis zugeführten Leistung. Der beste Wirkungsgrad von 80 bis 86 % wurde bei Spannungen von 30000—80000 Volt an Löschröhren mit kleinen Kupfer- und Silberelektroden erzielt. Der bequemen Anwendung der Methode und den mit ihr unter den verschiedensten Betriebsverhältnissen in bezug auf Kapazität, Spannung und Koppelung erzielten sehr günstigen Resultaten, steht ein Nachteil, die geringe Lebensdauer der Löschröhren, bei dauernder hoher Beanspruchung, gegenüber.

Wie M. Wien selbst anführt[1]), werden die Röhren bei längerem Durchgang der Entladungen leicht zerstört; einmal, weil die Elektroden selbst sehr warm werden und dann das Glas an der Eintrittstelle des Platindrahtes springt; vor allem jedoch tritt eine allmähliche Änderung der Elektrodenoberfläche ein; äußerlich kennzeichnet sich diese Änderung dadurch, daß die Lichtpunkte und Büschel, welche die starken Entladungen begleiten, allmählich von der Oberfläche der Elektroden

1) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 4, 155, 1910.

verschwinden und sich dafür mehr an der Eintrittsstelle des Platindrahtes konzentrieren, wo sie helle Lichtbündel bilden. Dadurch wird das Glas an der Stelle mit der Zeit zerfressen und die Röhre zerstört. Es wurde deshalb nach einer Anordnung gesucht, welche unter Beibehaltung des Prinzips, diesen Übelstand beseitigt.

B. Das Wesen der neuen Anordnung.

Das Leitmotiv bei der Konstruktion der neuen Anordnung war die Anwendung elektrodenloser Geißlerröhren, die gleichzeitig als Kapazität im Stoßkreis verwendet werden.

Das wurde erreicht, indem die äußere F_1 und innerste F_2-Zylinderfläche eines doppelwandigen Glaszylinders (Weinholdsches oder Dewarsches Gefäß, Fig. 2) wie eine gewöhnliche Leidener Flasche bis auf einen entsprechenden Rand versilbert oder mit Stanniol beklebt wurde. Der Hohlraum H des doppelwandigen Glaszylinders wird bis auf wenige Millimeter Hg evakuiert. Der so entstandene Kondensator wird mit Innen- und Außenanschlüssen versehen. Er wird in einen Schwingungskreis, den Stoßkreis, an Stelle eines gewöhnlichen Kondensators eingeschaltet. Mit diesem primären Schwingungskreis ist ein sekundärer Schwingungskreis mehr oder weniger stark gekoppelt.

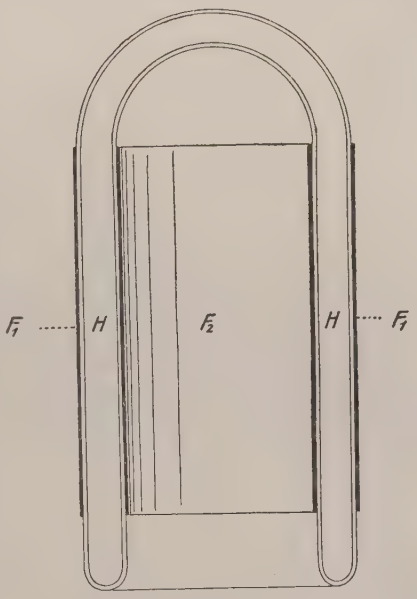


Fig. 2.

Die Wirkungsweise ist im Prinzip folgende:

Unter gewöhnlichen Umständen stellt die soeben beschriebene Anordnung einen gewöhnlichen Kondensator dar, dessen Dielektrikum teilweise aus Glas und teilweise aus Luft besteht. Seine Kapazität ist mit großer Annäherung gegeben durch die Formel:

$$C_0 = \frac{F}{4\pi\left(D + \frac{d}{\varepsilon_0}\right)}$$

worin C_0 die Kapazität, F die belegte Fläche des Kondensators, D die Dicke der Luftschicht, d die Dicke des Glases und ε_0 die Dielektrizitätskonstante desselben bedeutet. Ganz anders verhält sich aber die Anordnung, wenn etwa durch Ionenstoß, indem man die Belege des Kondensators mit einer Stromquelle großer Potentialdifferenz verbindet, die im Hohlraum H vorhandene verdünnte Luft so stark ionisiert und dadurch die Leitfähigkeit so bedeutend wird, daß auch für sehr schnelle Schwingungen in der ionisierten Luft die Leitungsströme sehr viel stärker als die Verschiebungsströmen sind; oder anders ausgedrückt, daß

$$\varepsilon_1 \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} \ll 4\pi \cdot \lambda \cdot \mathfrak{E}$$

ist, wo ε_1 die Dielektrizitätskonstante, $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldintensität in der ionisierten Luft und λ ihre spezifische Leitfähigkeit bedeutet. In diesem Falle stellt die Anordnung gewissermaßen zwei hintereinandergeschaltete Kondensatoren mit Glasisolation und einer dazwischenliegenden elektrodenlosen Geißlerröhre dar, denn der Beleg F_1 bildet mit der ionisierten Luft einerseits und die ionisierte Luft mit F_2 andererseits je einen Kondensator.

Die Wirkungsweise ist im Prinzip also dieselbe wie bei der Wienschen Löschröhre, mit dem Unterschiede jedoch, daß die Löschröhre hier keine im Glase eingeschmolzene Elektroden besitzt, und andererseits im Augenblick des Löschens infolge der bedeutenden Kapazitätsänderung noch eine Verstimmung zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem eintritt, wodurch die Löschwirkung noch vervollkommnet wird.

Die Kapazität im leitenden Zustande der Luft ist im Grenzfalle:

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 F}{4\pi d}$$

und das Verhältnis der Kapazitäten im ionisierten und nicht ionisierten Zustand ist:

$$\frac{C_1}{C_0} = \varepsilon_0 \frac{D}{d} + 1$$

Sein Überschuß über 1 ist um so bedeutender, je größer das Verhältnis von Dicke der Luftschicht zu Glasdicke ist; je größer $\frac{C_1}{C_0}$ ist, desto größer ist die Verstimmung, desto sicherer die Löschwirkung. Die Vorteile dieser Anordnung sind folgende:

1. Geringe Erwärmung infolge der großen Oberfläche und der daraus resultierenden geringen Stromdichte.
2. Eine Zerstörung ist infolge des Nichtvorhandenseins im Glase eingeschmolzener Elektroden so gut wie ausgeschlossen.
3. Nach erfolgter Energieübertragung vom primären auf den sekundären Schwingungskreis tritt nicht nur eine Öffnung des primären, sondern infolge der bedeutenden Kapazitätsverminderung in demselben eine Verstimmung zwischen beiden Systemen ein; denn der Kondensator behält seinen richtigen kapazitiven Wert im Schwingungskreis nur so lange, als die im Hohlraum H vorhandenen verdünnten Gase ionisiert bleiben.

C. Die zu untersuchenden Fragen.

Es war zunächst die Aufgabe folgender Untersuchung, festzustellen, inwiefern Koppelung, Gasdruck, Gasart, Kapazität, Elektrodenmaterial und Funkenpotential der Funkenstrecke für die Löschwirkung mit Hilfe dieser Kondensatoren, die ich als „Löschkondensatoren" bezeichnen möchte, von Einfluß sind.

Es schien außerdem wünschenswert, den Wirkungsgrad dieser Anordnung in Abhängigkeit von den verschiedenen Betriebsbedingungen zu untersuchen, da diese Frage für die praktische Anwendung der Anordnung von eminenter Bedeutung ist.

D. Die Versuchsanordnung.

Die bei den folgenden Versuchen verwendete Anordnung ist die in Fig. 3 skizzierte.

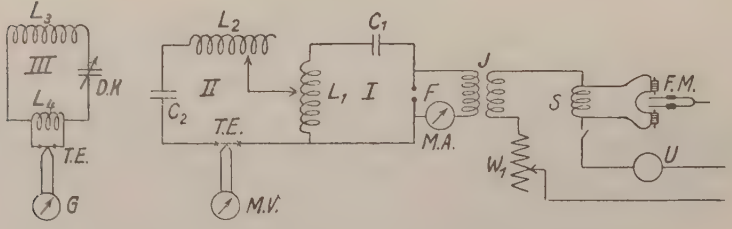
Als Stromquelle zur Speisung des Funkeninduktors J wurde ein Lichtleitungsnetz mit 150 V Spannung verwendet. Zur Unterbrechung dieses Primärstromes stand mir ein Rekordunterbrecher U der Firma Reiniger, Gebbert & Schall zur Verfügung[1]). Er gestattet, die Unterbrechungszahl fast kontinuierlich zwischen 0 und 92 pro Sekunde zu variieren. Ein im Primärstromkreis eingeschalteter Kurbelrheostat W gestattete die Stromzufuhr zu regulieren.

Der Stoßkreis I bestand aus dem Löschkondensator C_1, der Selbstinduktionsspule L_1 und der Funkenstrecke F. Er wurde durch die Sekundäre eines großen Induktors J der Firma Kohl in Chemnitz gespeist.

1) Vgl. Fig. 3a und die Gebrauchsanweisung für den Rekordunterbrecher dieser Firma.

Der Löschkondensator selbst (Fig. 4) bestand aus zwei in einem isolierten Eisengestell montierten Dewarschen Gefäßen. Sie waren innen und außen mit Stanniol nach Art der Belege einer Leidener Flasche beklebt. Sie wurden von der Firma Blechmann & Burger, Berlin, bezogen und mit Glashähnen versehen, so daß man bei den Versuchen jederzeit in der Lage war, den Gasdruck im Hohlraum H zu variieren. Die mittlere Fläche der Belege betrug 1600 cm², die Glasdicke der Wandungen etwa 1,5 mm und deren Abstand rund 11 mm.

Für die Versuche wurden die Löschkondensatoren durch eine rotierende Quecksilber-Luftpumpe nach Gaede mit Ölvorpumpe bis



U = Unterbrecher	$M.A.$ = Milliamperemeter
W_1 = Kurbelrheostat	$F.$ = Funkenstrecke
S_1 = Drosselspule	C_1 C_2 = Kondensatoren
$F.M.$ = Frequenzmesser	L_1 L_2 = Selbstinduktionen
J = Induktorium	$T.E.$ = Thermoelement
G = Galvanometer	$M.V.$ = Millivoltmeter
$D.K.$ = Drehplattenkondensator	L_3 L_4 = Selbstinduktionen

Fig. 3. Schaltungsschema der Versuchsanordnung.

auf den erwünschten Druck evakuiert. Dieser selbst konnte für Drucke, die größer als 1 mm Hg waren, mit Hilfe eines verkürzten Barometers gemessen werden; für niedrige Drucke, unterhalb von 1 mm Hg, kam ein Mac Leodscher Vakuummesser zur Verwendung. Die Stromzuführung zu den Kondensatoren geschah durch Außen- und Innenanschlüsse (vgl. Fig. 4).

Die Selbstinduktion im Stoßkreis bestand aus einer auf einen Standzylinder gewickelten Spule. Sie wurde, wie im Abschnitt E noch beschrieben werden wird, mit schnellen Schwingungen nach Selbstinduktion geeicht. Es konnten von 3 zu 3 Windungen eingeschaltet werden. In der folgenden Tabelle sind die gefundenen Werte der Selbstinduktion in Funktion der Windungszahl angegeben.

Tabelle I.

Windungen	L_1 cm
0	0
3	2500
6	5000
9	8900
12	10035
15	15200
Ganze Spule	89000

In Fig. 5 ist dieselbe Funktion noch graphisch aufgetragen. Die Spule wurde mit Stöpselkontakten versehen, so daß man in der Lage

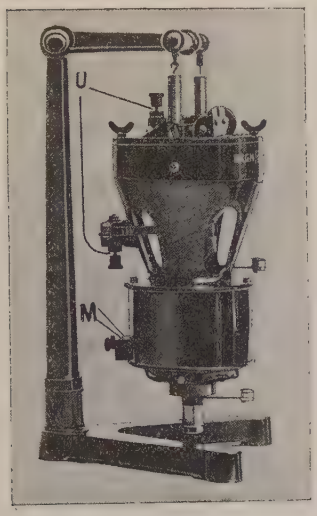


Fig. 3a.

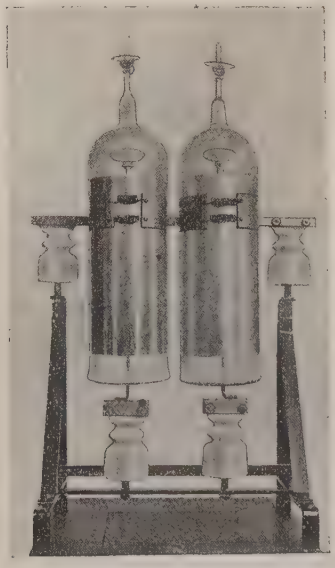


Fig. 4.

war, die primäre Selbstinduktion sprungweise zu variieren und die Wellenlänge des Stoßkreises zu ändern.

Die Funkenstrecke war regulierbar eingerichtet. Zur Einstellung eines bestimmten Elektrodenabstandes wurden Schablonen aus Glas verschiedener Dicke verwendet, die zwischen die Elektroden geschoben wurden. Die Funkenlänge konnte so bis auf geringe Bruchteile eines Millimeters genau eingestellt werden. Die Elektroden selbst waren leicht auswechselbar. Es kamen Kugeln und Stifte verschiedener

Dimensionen und aus den verschiedensten Materialien zur Verwendung.

Der sekundäre Schwingungskreis bestand aus der Kapazität C_2

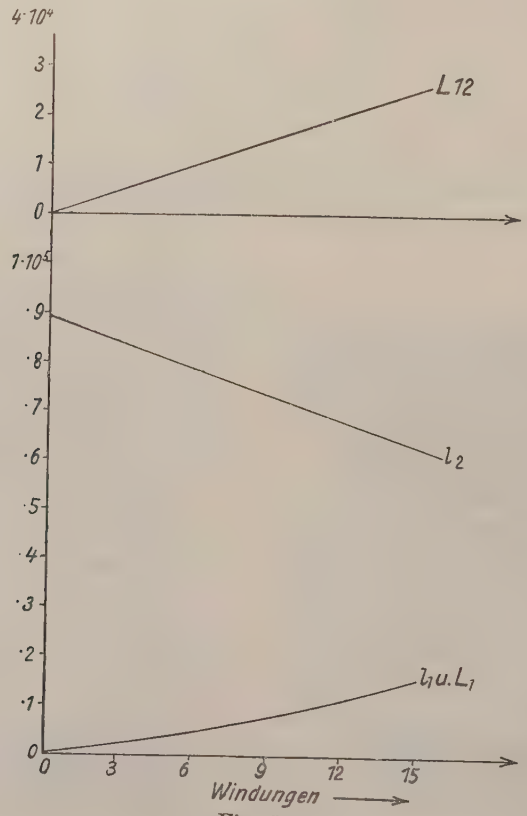


Fig. 5.

Die unterste Kurve gibt die Selbstinduktion der Selbstinduktionsspule L_1 in Funktion der Windungszahl an.
Die mittlere Kurve gibt die Selbstinduktion l_2 der nicht gekoppelten Windungen von L_1 an.
Die oberste Kurve stellt die gesamte gegenseitige Induktion L_{12} zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem in Funktion der gekoppelten Windungszahl dar.

und der Selbstinduktion L_2. Der Kondensator C_2 war eine einzige Leidener Flasche von 2500 cm Kapazität.

Die Selbstinduktion L_2 war eine aus blankem Kupferdraht auf einen mit Rillen versehenen Porzellanzylinder gewickelte Spule. Sie

war mit einem Schleifkontakt versehen so, daß die sekundäre Selbst induktion fast kontinuierlich geändert werden konnte. Es war daher möglich, den sekundären Schwingungskreis sehr genau auf den Stoßkreis abzustimmen. Diese Spule wurde ebenfalls mit schnellen Schwingungen nach Selbstinduktion geeicht. Die Resultate sind in Tabelle II zusammengefaßt.

Tabelle II.

Windungen	L_2 cm
0	0
4	1860
8	6140
12	11400
16	17050
20	23400
24	28700
28	36200
32	41900
36	49000
40	54500

Diese Werte veranschaulicht noch Fig. 6.

Als galvanische, besser „Leitungs"-Koppelung zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem wurde eine Anzahl Windungen der primären Selbstinduktion verwendet.

Die Koppelungsgrade wurden auf folgende Weise berechnet. Ganz allgemein gilt:

$$k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}\ ^{1}), \qquad (1)$$

wo k der Koppelungskoeffizient, L_{12} der gegenseitige Induktionskoeffizient der beiden Systeme, und L_1 und L_2 die ganze primäre bzw. sekundäre Selbstinduktion ist.

Bezeichnen wir nun (Fig. 7) die Selbstinduktion des gekoppelten und des nicht gekoppelten Teiles von L_1 mit l_1 bzw. l_2, und die gegenseitige Induktion zwischen denselben mit l_{12}, so gilt die Beziehung:

$$L_1 = l_1 + l_2 + 2l_{12} \qquad (2)$$

Offenbar ist aber

$$L_{12} = l_1 + l_{12}, \qquad (3)$$

1) Vgl. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 11. Aufl., Seite 573.

denn die Induktion zwischen der ganzen Spule L_1 und dem gekoppelten Teil derselben setzt sich zusammen aus der Induktion des gekoppelten

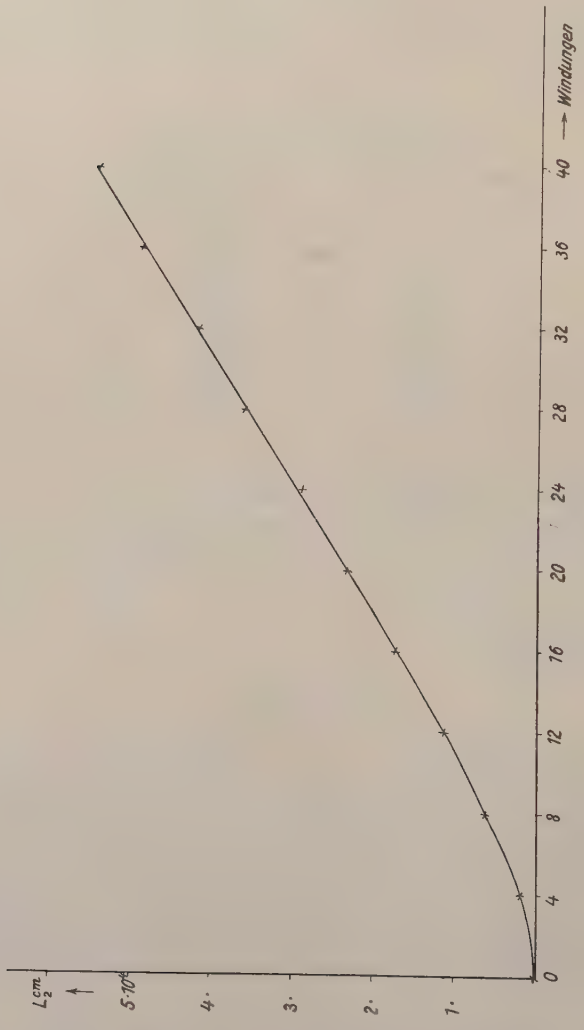


Fig. 6.

Teiles l_1 auf sich selbst und der gegenseitigen Induktion l_{12} zwischen den Teilen l_1 und l_2.

Aus Formel (2) finden wir aber

$$l_{12} = \frac{L_1 - (l_1 + l_2)}{2} \tag{4}$$

Setzen wir diesen Wert ein in Gleichung (3), so wird:

$$L_{12} = l_1 + \frac{L_1 - (l_1 + l_2)}{2} \tag{5}$$

Es wurden nun mit schnellen Schwingungen für l_1 und l_2 folgende Werte gefunden; vgl. Tabelle III.

Tabelle III.

Kontakt	Gekopp. Wind.	l_1 cm	l_2 cm	$l_1 + l_2$	$\frac{L_1 - (l_1 + l_2)}{2}$	L_{12}
I	3	2500	85700	88200	400	2900
II	6	5000	78400	83400	2800	7800
III	9	8900	73500	82400	3300	12200
IV	12	10035	68600	78635	5183	15218
V	15	15200	63000	78200	5400	20600
ganze Spule		89000	0	89000	0	89000

Als dritter Kreis wurde ein sogenannter Meßkreis, bestehend aus Drehplattenkondensator $D\,K$ und Selbstinduktionsspule L_3, niedriger Dämpfung, verwendet.

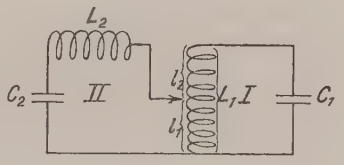


Fig. 7.

Als Indikator auf Stromeffekt war ein empfindliches Thermoelement mit Heizdraht, nach Hahnemann[1]), parallel an einige Drahtwindungen L_4 geschaltet. Der Heizdraht bestand aus einem 0,02 mm starkem Konstantandraht; auf demselben war mit großer Mühe das eigentliche Thermoelement aus 0,02 mm starken Konstantan- und Eisendrähten aufgelötet. Es wurde in ein luftdicht abgeschlossenes Kästchen untergebracht, das durch Baumwolle gegen schnelle äußere Temperaturschwankungen geschützt war.

Zur Thermostrommessung wurde ein mäßig gedämpftes Deprez-d'Arsonvalsches Drehspulengalvanometer, mit Spiegelablesung, verwendet. Das Thermoelement wurde dann mit komutiertem Gleich-

1) Hahnemann, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 2, 293—318, 477—500, 1909.

strom geeicht; bei der geringen Dicke des Heizdrahtes ist wohl anzunehmen, daß die so gewonnene Eichung auch für schnelle Schwingungen brauchbar ist. Die Ausschläge des Galvanometers erwiesen sich als streng proportional dem Quadrat des durch den Heizdraht fließenden Stromes. Der Meßkreis konnte sowohl mit dem primären als auch mit dem sekundären Schwingungskreis lose gekoppelt werden. Es bestand nämlich die Spule L_3 aus einem Preßspanzylinder, der mit einer Lage isoliertem Kupferdraht von 1,5 mm Durchmesser bewickelt war. Sie war durch biegsame Litzen mit dem Drehkondensator und dem Heizdraht des Thermoelementes verbunden. Die biegsamen Litzen gestatteten es, die Lage der Spule leicht zu ändern, so daß sie nach Belieben ins Wechselfeld der Spulen L_1 oder L_2 gebracht werden konnte.

Infolge der großen Empfindlichkeit des Drehspulengalvanometers genügten schon sehr geringe Thermoströme, um einen für die Messungen genügend großen Ausschlag zu geben. Der Energieverbrauch durch den Heizdraht des Thermoelementes konnte daher sehr gering sein, und die Koppelung des Meßkreises wurde so lose gemacht, daß eine Rückwirkung des Meßkreises nicht zu befürchten war.

Für gewisse Versuche (Wellenlängenbestimmungen, Untersuchung auf Stoßerregung usw.) kamen als Indikator, statt eines Thermoelementes, eine Heliumröhre in Verwendung, die parallel an den Drehplattenkondensator geschaltet war. Bei richtiger Koppelung des so ausgerüsteten Meßkreises mit dem zu untersuchenden Schwingungskreis war es ermöglicht, die Resonanzlage durch das helle Aufleuchten der Heliumröhre mit genügender Genauigkeit festzustellen. Da der Drehkondensator geeicht und die Selbstinduktion der verwendeten Spulen durch Vergleich mit einer Selbstinduktionsnormale bekannt war, so ließ sich die Schwingungsdauer und Wellenlänge des Meßkreises sehr einfach berechnen.

E. Die Untersuchungsmethoden.

Um die Eichung der verschiedenen Selbstinduktionsspulen mit genügender Genauigkeit auch bei schnellen Schwingungen vornehmen zu können, wurde eine Meßapparatur folgender Konstruktion zusammengestellt (vgl. Fig. 8).

I ist ein kleiner Schwingungserzeuger für sehr geringe Energiemengen. Er besteht im wesentlichen aus einem Glasplattenkondensator C_1, einem Koppelungsring K_1 und einer Selbstinduktionsspule L_1.

Parallel an derselben liegt ein Nebenschluß; er enthält ein Meidingerelement E und einen automatischen Unterbrecher mit großer Unterbrechungszahl.

Mit diesem Primärschwingungskreis ist ein sekundäres System durch Koppelungsring K_2 induktiv und sehr lose gekoppelt. Er besteht für gewöhnlich aus einem nach Kapazität geeichten Drehplattenkondensator (D.K.) und einer Selbstinduktionsspule bekannter Selbstinduktion L_2. Mit derselben ist ein dritter Kreis *III*, ein aperiodischer Kreis, induktiv und nicht zu fest gekoppelt. Er besteht aus

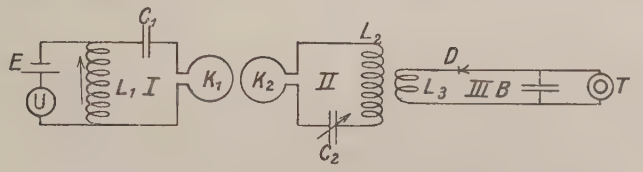


Fig. 8. Meßapparatur für schnelle Schwingungen.

E = Element; U = Unterbrecher; L_1 = Selbstinduktion; C_1 = Kapazität; K_1 K_2 = Koppelungsringe; C_2 = Drehkondensator; L_2 L_3 = Selbstinduktion; D = Bleiglanzdetektor; B = Blockkondensator; T = Telephon.

der Koppelungsspule L_3, dem Blockkondensator B und einem Bleiglanzdetektor D. Parallel am Blockkondensator liegt ein empfindliches Telephon T. Die Wirkungsweise dieser Meßapparatur ist folgende: Für gewöhnlich fließt durch die Selbstinduktionsspule L_1 ein Gleichstrom in der Richtung des Pfeiles; bei jeder Unterbrechung des Stromkreises in U entsteht jedoch in L_1 ein Extrastrom, der den Kondensator U_1 zunächst auflader. Bedingung dafür ist allerdings, daß der Unterbrecher völlig funkenfrei arbeitet. Im nächsten Augenblick tritt dann die oszillatorische Entladung des Kondensators über die Selbstinduktionsspule L_1 und den Koppelungsring K_1 ein. Die Schwingungsdauer dieser oszillatorischen Entladung ist gegeben durch die Formel:

$$T = 2\pi\sqrt{C_1 L_1},$$

wenn man von der minimalen Selbstinduktion des Koppelungsringes absieht. Dieses System liefert daher eine Schwingung konstanter Wellenlänge, solange C_1 und L_1 nicht variiert werden; das ist im folgenden vorausgesetzt. Die Schwingungen sind hier sehr schwach gedämpft, da im Schwingungskreis keine Funkenstrecke enthalten ist und die Verluste sich daher auf die Wärmeentwickelung im Dielektrikum und im Schließungskreis reduzieren. Die Schwingungen in *I* rufen in Kreis *II* eine periodische E.M.K. hervor. Wird Kreis *II*

durch richtige Wahl von L_2 und C_2 auf Kreis *I* abgestimmt, so wird die Amplitude der in Kreis *II* induzierten Schwingungen ein Maximum, es ist Resonanz vorhanden. Da die Dämpfung dieses Kreises sehr klein gemacht werden kann, so steigt die Amplitude sehr hoch an, aber die Abstimmung muß und kann sehr genau vorgenommen werden, da die Resonanz in diesem Falle sehr scharf ist.

Die Resonanzschwingungen im Kreise *II* induzieren ihrerseits wieder Schwingungen im aperiodischen Detektorkreis *III*. Durch den Detektor *D* werden diese Hochfrequenzströme teilweise gleichgerichtet und in pulsierenden Gleichstrom umgeformt dem Telephon zugeführt. Sind die Koppelungen zwischen den einzelnen Kreisen richtig gewählt, so hört man im Falle der Resonanz im Telephon einen Ton, dessen Tonhöhe der Unterbrechungszahl des Unterbrechers entspricht, und der bei allmählicher Verstimmung zwischen Kreis *I* und *II* sehr schnell bis zur Unmerklichkeit abnimmt. Man ist daher in der Lage, durch Einstellung des Drehkondensators auf maximale Lautstärke im Telephon die Kreise in wenigen Sekunden aufeinander abzustimmen. Soll jetzt die Selbstinduktion einer Spule bestimmt werden, so stimmt man zunächst Kreis *II* auf die erregende Schwingung ab und stellt dabei die Kapazität C_2 des Drehkondensators fest. Schaltet man jetzt die zu eichende Spule in Kreis *II* ein, so ergibt sich eine andere Resonanzeinstellung des Drehkondensators C_2', es muß dabei die Gleichung

$$C_2 L_2 = C_2'(L_2 + x)$$

erfüllt sein, wo x die zu bestimmende Selbstinduktion ist, da die Schwingungszahl unverändert geblieben ist; daraus folgt

$$x = L\left(\frac{C_2}{C_2'} - 1\right)$$

Es soll hier nebenbei bemerkt werden, daß dasselbe Instrumentarium sich auch zur Bestimmung von Kapazität und gegenseitiger Induktion eignet.

Soll eine Kapazität geeicht werden, so sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Die Kapazität ist kleiner als die des Drehkondensators,
2. die Kapazität ist größer als die des Drehkondensators.

Im ersten Falle schaltet man die zu messende Kapazität parallel zum Drehkondensator; die Bedingung der Konstanz der Frequenz vor und nach Anschluß des zu messenden Kondensators bei Resonanz ergibt:

$$L_2 C_2 = (C_2' + x) L_2$$

Daraus folgt:

$$x = C_2 - C_2',$$

wo x die gesuchte Kapazität ist. Im zweiten Falle, wo x, die zu messende Kapazität, größer ist als die des Drehkondensators, schaltet man beide Kapazitäten in Serie im Schwingungskreis; die Frequenzgleichheit vor und nach Einschaltung des zu eichenden Kondensators, bei Resonanz, ergibt die Beziehung:

$$C_2 L_2 = \frac{L_2}{\frac{1}{C_2'} + \frac{1}{x}}$$

oder

$$x = \frac{C_2}{1 - \frac{C_2}{C_2'}}$$

Es läßt sich die zweite Methode selbstverständlich auch zur Messung von Kapazitäten verwenden, die kleiner sind als die des Drehkondensators, wenn die erste Resonanzeinstellung desselben C_2 durch richtige Werte der Selbstinduktion L_2 klein genug gemacht werden kann.

Wie aus dieser Formel zu entnehmen ist, läßt sich diese zweite Methode anwenden, sobald $C_2 < C_2'$, was immer der Fall ist. Es wird sich daher diese Methode in beiden Fällen verwenden lassen.

Besteht die Aufgabe darin, die gegenseitige Induktion zwischen zwei Spulen zu bestimmen, so ermittelt man, wie vorhin erläutert worden ist, die scheinbare Selbstinduktion der Systeme, die man bekommt, wenn man die Spulen so hintereinander im Schwingungskreis schaltet, daß ihre magnetischen Kraftfelder einmal gleichgerichtet und einmal entgegengerichtet sind. Diese scheinbare Selbstinduktion ergibt sich dann zu:

$$L' = l_1 + l_2 + 2\,l_{12}$$

bzw.:

$$L'' = l_1 + l_2 - 2\,l_{12}$$

worin l_1 und l_2 die Selbstinduktion der beiden Spulen und l_{12} die gesuchte gegenseitige Induktion zwischen denselben ist. Man berechnet daraus l_{12} zu:

$$l_{12} = \frac{L' - L''}{4}$$

Zur qualitativen Untersuchung der Löschwirkung wurde Meß-

kreis *III* mit Heliumröhre mit dem sekundären Schwingungskreis induktiv gekoppelt. Durch das einmalige oder zweimalige Aufleuchten der Heliumröhre konnte sehr schön festgestellt werden, ob bei den vorhandenen Versuchsbedingungen Stoßerregung oder keine, d. h. statt ihrer Dauerkoppelung vorhanden war.

Zur quantitativen Untersuchung der Löschwirkung war im Sekundärsystem ein nach den Heizstromstärken geeichtes Thermoelement eingeschaltet. Es gestattete, die sekundäre Hochfrequenzstromstärke bequem zu messen und war nach den Angaben von Hahnemann[1]) konstruiert. Es bestand aus einem Heizdraht von 0,3 mm Dicke aus Konstantan, und einem darauf gelöteten Thermoelement aus 0,06 mm starken Konstantan- und Eisendrähten. Das Ganze war auch hier durch Baumwolle sorgfältig gegen schnelle äußere Temperaturschwankungen geschützt. Der Thermostrom wurde durch ein Millivoltmeter der Firma Hartmann & Braun gemessen. Die Eichung geschah auch hier mit kommutiertem Gleichstrom, sie ist in Fig. 9 graphisch wiedergegeben.

Gleichzeitig und parallel zu der Untersuchung der Löschwirkung wurde der Nutzeffekt der Hochfrequenztransformation zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem gemessen; es wurde also das Verhältnis der nach der Entladung im Sekundärsystem vorhandenen Energie E_2 zu der vor der Entladung im Stoßkreis vorhandenen E_1 bestimmt. Die Messung von E_1 geschah nach folgender Methode:

Die aus dem Stoßkreis in der Sekunde verschwindende Energie E_1 ist bekanntlich:

$$E_1 = \frac{C_1 V^2}{2} n$$

wo C_1 die Kapazität im Stoßkreis, V_1 die Entladespannung und n die Anzahl der Entladungen pro Sekunde bedeutet.

Schon bei den ersten Versuchen stellte sich heraus, daß die Kapazität im ionisierten Zustande der Löschkondensatoren von einem gewissen Verdünnungsgrad an innerhalb eines großen Bereiches als konstant zu betrachten ist. Das ergab sich daraus, daß bei konstant gehaltener primärer Selbstinduktion die Wellenlänge des Stoßkreises ohne angeschlossenes Sekundärsystem sich als unabhängig von dem Verdünnungsgrad im Löschkondensator erwies. Aus dieser Tatsache und der Beziehung

$$\lambda^{cm} = 2\pi\sqrt{C_1{}^{cm} L_1{}^{cm}}$$

1) **Hahnemann**, l. c.

konnte somit die Kapazität C_1 bestimmt werden. Die Beziehung

$$\lambda^{cm} = 2\,\pi\,\sqrt{C^{cm}\,L^{cm}}$$

gewinnt man leicht auf folgende Art:

Die Schwingungsdauer eines Kreises ist gegeben durch die Formel

$$T = 2\,\pi\,\sqrt{C^{e.\,s.}\,L^{e.\,s.}}\ \text{sec}$$

wo $C_{e.\,s.}$ und $L_{e.\,s.}$ in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt sind.

Die Wellenlänge im Vakuum bekommt man, indem man obige Formel mit der Lichtgeschwindigkeit c multipliziert:

$$\lambda^{cm} = 2\,\pi\,\sqrt{C_{e.\,s.}\,L_{e.\,s.}}\cdot c$$

was sich auch in der Form schreiben läßt:

$$\lambda^{cm} = 2\,\pi\,\sqrt{C_{e.\,s.}\cdot c^2\,L_{e.\,s.}}$$

Es ist aber

$$c^2\,L_{e.\,s.} = L_{e.\,m.} = L^{cm}$$

daraus folgt direkt die Beziehung

$$\lambda^{cm} = 2\,\pi\,\sqrt{C^{cm}\,L^{cm}}$$

Zur Ermittelung der Entladungszahl n pro Sekunde wurde folgende Anordnung getroffen: In die primäre Zuleitung zum Funkeninduktor wurde eine kleine Drosselspule S_1 eingeschaltet. Sie war dazu bestimmt, bei jeder Stromunterbrechung durch den in ihr wachgerufenen Extrastrom eine elektrisch angetriebene Stimmgabel periodisch zu erregen. Wie leicht einzusehen, kommt dieselbe nur dann in kräftige Schwingungen, wenn die Frequenz der Stromstöße mit der Eigenfrequenz der Stimmgabel übereinstimmt. Letztere war mit zwei Laufgewichten versehen, so daß die Schwingungszahl innerhalb ziemlich weiter Grenzen kontinuierlich variiert und an einer auf der Stimmgabel selbst angebrachten Skala für das Laufgewicht abgelesen werden konnte. Bei den Versuchen wurde auf maximale Amplitude eingestellt und die Unterbrechungszahl daher sofort ermittelt.

Als Kontrolle dafür, daß auf jeder Unterbrechung des Primärstromes nur eine Entladung vorhanden war, daß man es also nicht mit Partialentladungen zu tun hatte, was hier Voraussetzung war, konnten die Entladungen mit Hilfe einer rotierenden Geißlerröhre untersucht werden. Sie war auf eine Scheibe montiert, die durch einen Elektromotor in rasche Rotation versetzt werden konnte und parallel zu der Leidener Flasche C_2 geschaltet war. Bei den Versuchen wurde die Geschwindigkeit des Motors so lange reguliert, bis auf der Scheibe ein hell leuchtender regelmäßig strahliger ruhender Stern beobachtet wurde.

Waren Partialentladungen vorhanden, so war das nicht zu erreichen, und die Erscheinung wurde ganz unregelmäßig. Es wurde dann der Primärstrom des Induktors so lange geschwächt, bis regelmäßige Entladungen mit nur einer Entladung pro Unterbrechung vorhanden waren. Die Schließungen gaben wegen der schwächeren induzierten Spannung überhaupt keine Funkenentladung. Es war nun ein leichtes, nachdem mir Entladungszahl n und Kapazität C_1 bekannt waren, das Entladungspotential V der Funkenstrecke bei den vorhandenen Betriebsbedingungen zu bestimmen.

Es wurde durch ein Milliamperemeter die Ladungsstromstärke i der Löschkondensatoren gemessen. Es gilt da folgende Beziehung:

$$i = C_1 V n,$$

wo i die Ladestromstärke, C_1 die aufgeladene Kapazität und n die Anzahl der Ladungen und infolgedessen auch der Entladungen pro Sekunde sind.

Daraus ergibt sich dann:

$$V = \frac{i}{C_1 n}$$

Nachdem uns so alle Größen auf der rechten Seite in der Formel

$$E_1 = \frac{C_1 V^2}{2} n$$

bekannt sind, kann die pro Sekunde aus dem Stoßkreis verschwindende Energie E_1 leicht berechnet werden.

Zur Bestimmung der Energie, die nach der Entladung im sekundären Kreis vorhanden ist, wurde folgende Methode verwendet.

Die im sekundären Schwingungskreis in der Sekunde verbrauchte Energie ist:

$$E_2 = w \cdot \int_0^\infty i^2 \, dt \cdot n,$$

wo w der Leistungswiderstand des Sekundärsystems, i die momentane Stromstärke in demselben, n die Anzahl der Entladungen pro Sekunde und t die Zeit bedeuten. Unter Leistungswiderstand eines Schwingungskreises versteht man einen fiktiven Widerstand von einer solchen Größe, daß, wenn E_2 die Energie bedeutet, die durch die verschiedensten Ursachen, wie Joulsche Wärme, Strahlung, Hysteresisverluste im Dielektrikum des Kondensators, Wirbelstromverluste usw. im Kreise, in

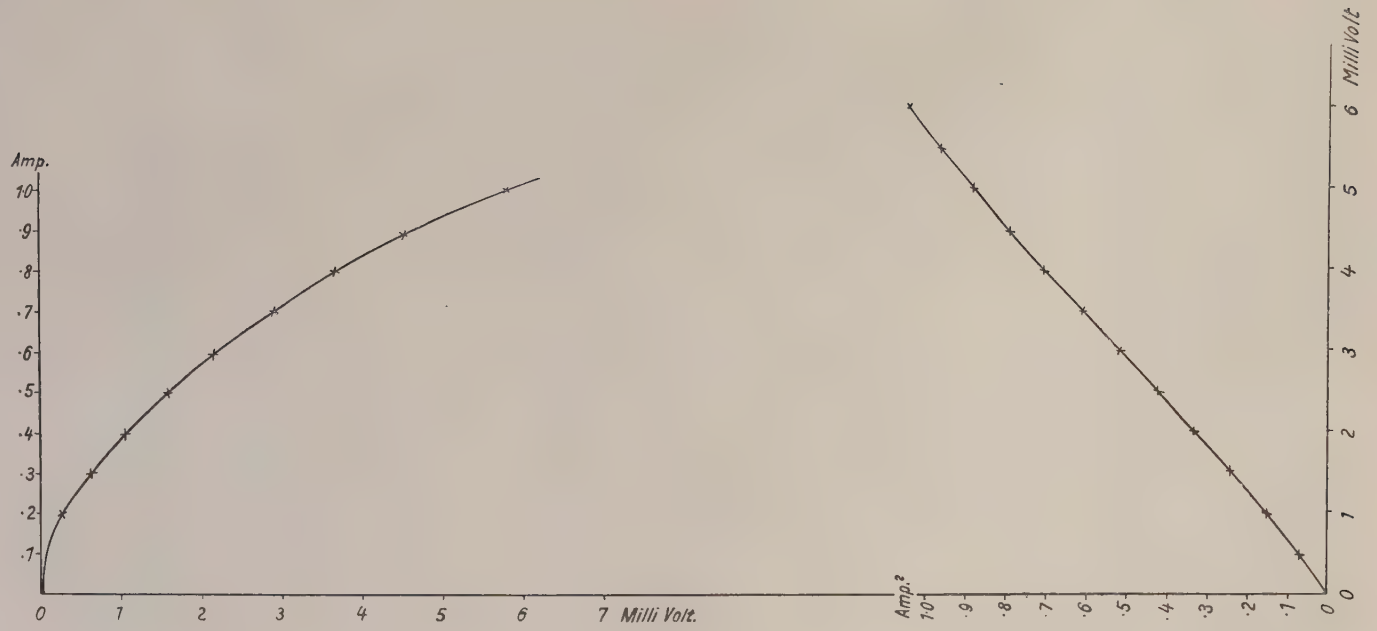

Amp.
10
·9
·8
·7
·6
·5
·4
·3
·2
·1
0
1
2
3
4
5
6
7 Milli Volt.
Amp.²
1·0
·9
·8
·7
·6
·5
·4
·3
·2
·1
0
1
2
3
4
5
6 Milli Volt

Fig. 9.

der Sekunde verbraucht wird, sein Produkt $I^2_{\text{eff}} \cdot w$ mit dem Quadrat der effektiven Stromstärke im Kreis diese Leistung ergibt.

Im vorliegenden Falle ist die effektive Stromstärke:

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{n \cdot \int_0^{\infty} i^2 \, dt}$$

Dieselbe konnte, wie schon früher ausgeführt wurde, mit Hilfe eines Heizdrahtes mit Thermoelement genau gemessen werden.

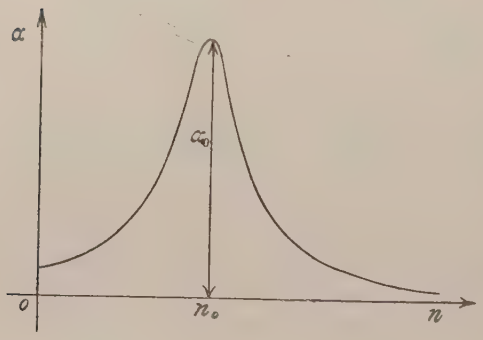


Fig. 10.

Der Leistungswiderstand läßt sich leicht berechnen, wenn das Gesamtdekrement des Schwingungskreises, sowie seine Selbstinduktion L und Schwingungsdauer T bekannt sind.

Das Dekrement ist gleich

$$\delta = \frac{w}{L} \cdot T$$

Daraus folgt

$$w = \frac{\delta L}{T}$$

Wilhelm Bjerknes[1]) hat nun gezeigt, daß das Gesamtdekrement eines Schwingungskreises sich bestimmen läßt, indem man mit dem zu untersuchenden Kreis einen Meßkreis mit Thermoelement und Galvanometer, wie ein solcher früher schon beschrieben wurde, sehr lose koppelt. Ändert man nun allmählich die Kapazität des Drehkondensators im Meßkreis und trägt man als Ordinaten in ein rechtwinkliges Koordinatensystem die Ausschläge α des Galvanometers und als Abszissen die zyklischen Frequenzen n ein, so bekommt man eine Kurve, die sogenannte Resonanzkurve, wie sie hier in Fig. 10 angedeutet ist.

Die Ausschläge des Galvanometers werden ein Maximum im Falle der Resonanz, wenn der Meßkreis genau auf den zu untersuchenden Kreis abgestimmt ist.

---

1) Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895. Vgl. auch M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897. Ann. d. Phys. **13**, 625, 1908. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904 und Macků, Phys. Ztschr. **9**, 437, 1908.

Bjerknes hat weiter noch gezeigt, daß, wenn man statt der absoluten Ausschläge die relativen $\frac{\alpha}{\alpha_0}$ im Verhältnis zum maximalen Ausschlag bei Resonanz als Ordinate y einträgt, also $\alpha_0 = 1$ setzt, und außerdem statt der absoluten Schwingungszahlen die relativen $\frac{n}{n_0}$ im Verhältnis zur Resonanzschwingungszahl n_0 als Abszisse x einzeichnet, sich die Beziehung ergibt:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = 2\pi z \sqrt{\frac{y}{1-y}}$$

wo γ_1 und γ_2 die Dekremente des zu untersuchenden Kreises bzw. des Meßkreises sind und

$$z = \left| 1 - \frac{n}{n_0} \right|$$

ist.

Ist γ_2 nicht bekannt, so läßt es sich dadurch bestimmen, daß man im Meßkreis ein Zusatzdekrement η durch Einschalten eines bekannten Widerstandes w_2 hervorruft.

Es ist dann:

$$\eta = \frac{\pi w_2}{L_3 n_0}$$

worin L_3 die Selbstinduktion des Meßkreises und n_0 seine zyklische Frequenz bei Resonanz sind.

Durch das Hinzuschalten des Widerstandes wird der Ausschlag des Galvanometers bei Resonanz im Verhältnis $\frac{\alpha_0'}{\alpha_0}$ abnehmen, und es läßt sich dann γ_2 nach Bjerknes bestimmen zu:

$$\gamma_2 = \eta \cdot \frac{1 + \frac{\eta}{\gamma_1 + \gamma_2}}{\frac{\alpha_0}{\alpha_0'} - \left[1 + \frac{\eta}{\gamma_1 + \gamma_2}\right]}$$

Im vorliegenden Falle wurde also der Leistungswiderstand des Sekundärkreises *II* aus den mit dem Meßkreis *III* aufgenommenen Resonanzkurven (vgl. z. B. Fig. 11) nach der soeben beschriebenen Methode bestimmt. Das Produkt aus Leistungswiderstand und effektiver Stromstärke im Sekundärsystem gibt uns die Leistung E_2 in demselben an. Der Nutzeffekt ist dann gegeben durch $\eta = \frac{E_2}{E_1}$.

F. Die Versuchsergebnisse.

Schon die ersten qualitativen Versuche zeigten, daß bei richtiger Wahl der Koppelung und nicht zu großer Verstimmung zwischen Primär- und Sekundärsystem Stoßerregung vorhanden war. Im folgenden soll nun gezeigt werden, wie die Löschwirkung der Kondensatoren und der Wirkungsgrad der Anordnung von dem Gasdruck, der Koppelung, dem Funkenpotential, dem Metall der Elektroden der Funkenstrecke und der Kapazität im Stoßkreis abhängen. Der Einfluß der Gasart und der Frequenz ist für eine später erscheinende Arbeit vorbehalten.

Bei allen folgenden Versuchen wurde der sekundäre Schwingungskreis stets peinlichst auf den Stoßkreis abgestimmt; die Wellenlänge blieb konstant bei $\lambda = 760$ m.

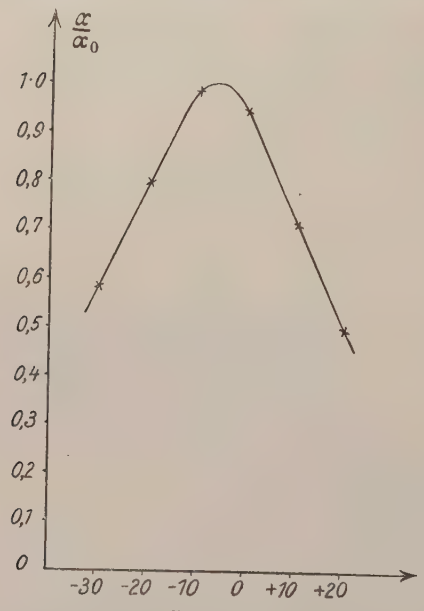


Fig. 11.

In dieser Figur sind als Ordinaten die relativen Ausschläge des Galvanometers im Verhältnis zum maximalen Ausschlag bei Resonanz eingetragen.
Als Abszissen sind hier nicht die relativen zyklischen Schwingungszahlen eingetragen, sondern die Einstellungen der Feinregulierung des Drehplattenkondensators. Ein Teilstrich dieser Feineinstellung entspricht 0,3 cm Kapazität.
Das Gesamtdekrement läßt sich dann aus dieser Kurve zu: $\gamma_1 + \gamma_2 = 0{,}0358$ berechnen.

1. Einfluß der Koppelung.

Bei vorgeschriebenem Gasdruck gibt es einen ganz bestimmten Koppelungsgrad, bei welchem der Stromeffekt im Sekundärkreis ein Maximum erreicht. Dieses Maximum selbst liegt bei desto höherem Koppelungsgrad, je höher der Druck ist. Sein absoluter Wert nimmt mit abnehmender Koppelung zunächst schnell zu, um dann wieder abzunehmen. In Fig. 12 sind für einen Löschkondensator mit Luftfüllung und einer Funkenlänge von 3,51 mm zwischen Cu-Elektroden als Abszissen die Koppelungskontakte der primären Selbstinduktionsspule und als Ordinaten die Ausschläge des Milli-

voltmeters aufgetragen. Überschreitet man den günstigsten Koppelungsgrad, so tritt Rückzündung ein, und der Stromeffekt fällt plötzlich ab.

Als Beleg dafür sei folgende Tabelle angegeben (vgl. Tabelle IV).

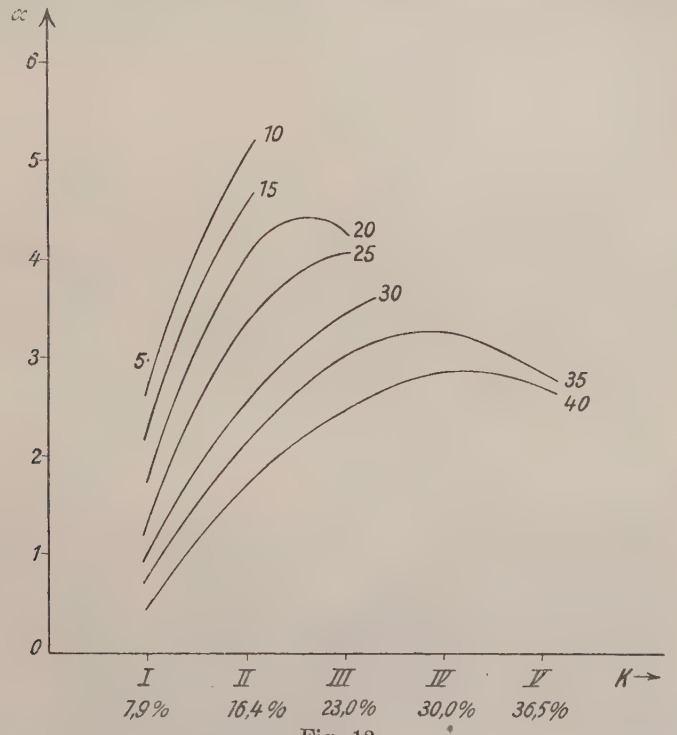


Fig. 12.

Ordinate: Ausschlag α des Millivoltmeters. — Abszisse: Koppelungsgrad. — Parameter: Druck im Löschkondensator in Millimeter Hg.
Versuchsbedingungen: Funkenlänge = 3,51 mm; 1 Löschkondensator mit Luftfüllung; Cu-Elektroden.

Tabelle IV.

1 Kondensator (Luftfüllung). F.L. = 3,51 mm. Cu-Elektroden.

p mm Hg	α_{I}	α_{II}	α_{III}	α_{IV}	α_{V}
40	0,50	1,75	2,50	2,90	2,75
35	0,75	2,20	3,05	3,30	**2,90**
30	1,00	2,60	3,50	**3,50**	2,20
25	1,30	3,40	4,10	2,95	1,80
20	1,75	4,10	**4,30**	2,10	2,10
15	2,25	4,60	2,70	2,25	**2,10**
10	2,70	**5,10**	2,50	**2,50**	2,05
5	**3,20**	3,40	**2,65**	2,40	**2,25**
3	3,00	3,20	2,50	2,20	2,10

Die Maxima sind durch Fettdruck hervorgehoben. F ist die Funkenlänge in Millimetern, p der Druck in Millimetern. Hg und α

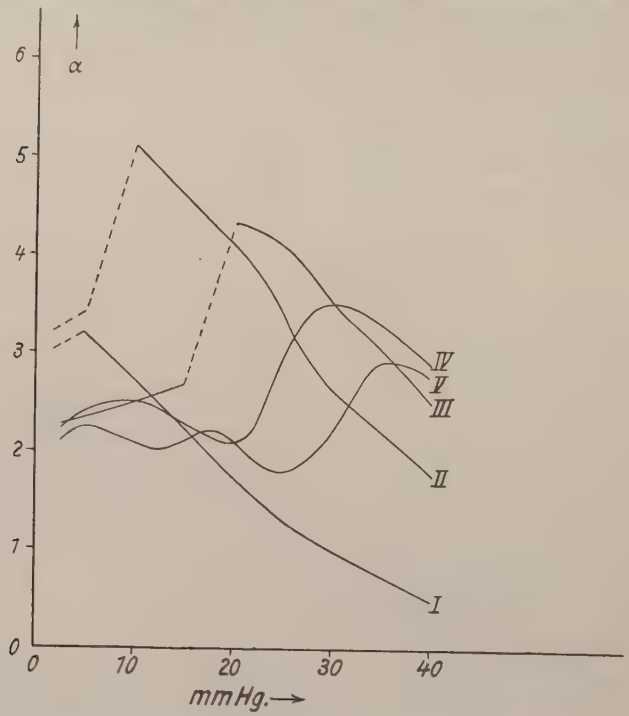


Fig. 13.

Funkenlänge = 3,51 mm; 1 Kondensator (Luftfüllung); Cu-Elektrode.

sind die Ausschläge des Millivoltmeters bei den einzelnen Koppelungskontakten. Die dazu gehörigen Koppelungsgrade k sind:

Kontakt	k
I	7,9 %
II	16,4
III	23,0
IV	30,0
V	36,5

2. Abhängigkeit vom Druck.

Dieselbe Tabelle IV zeigt uns natürlich auch, wie die Löschwirkung vom Gasdruck abhängt.

Bei relativ schwacher Koppelung (Kurve *I* und *II* in Fig. 13) nehmen die Ausschläge mit abnehmendem Druck sehr schnell zu, um bei einem vom Koppelungsgrad selbst abhängenden kritischen Druck plötzlich schnell abzunehmen. Höchstwahrscheinlich tritt in diesen Punkten die erste Rückzündung ein, und die Stoßerregung ist nicht

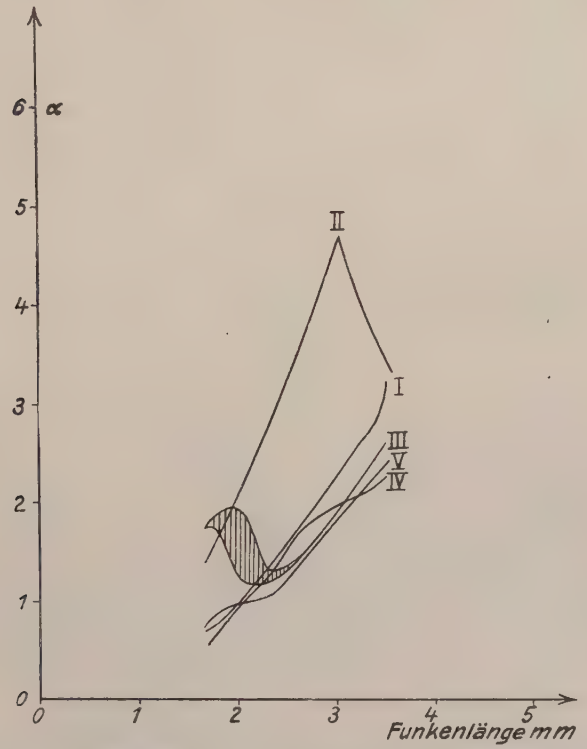


Fig. 14. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck $p = 5$ mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.

mehr rein. Dieser kritische Wert des Druckes liegt um so höher, je enger die Koppelung zwischen den beiden Systemen ist.

Bei noch stärkerer Koppelung ist der Kurvenverlauf ein sehr wechselvoller, wie die Kurven *III*, *IV* und *V* zeigen. Es sind mehrere sekundäre Maxima vorhanden, wobei jedes derselben auf eine Rückzündung nach einer mehr oder weniger großen Anzahl von Schwebungen hindeutet.

3. Einfluß des Elektrodenmaterials der Funkenstrecke.

Er ist ziemlich gering. Es wurden sehr verschiedene Materialien untersucht. Am besten scheinen sich Elektroden aus gut wärmeleitendem Material zu eignen. wie Kupfer und Silber. Bei Silber machte sich die Funkenverzögerung manchmal sehr unliebsam bemerk-

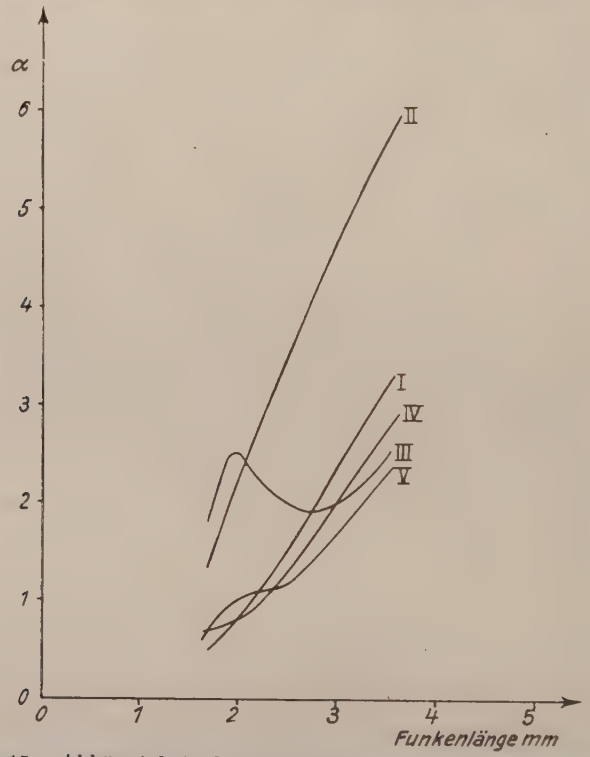


Fig. 15. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 10 mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.

bar, indem sie den Funkenübergang ganz unregelmäßig gestaltete. Durch Bestrahlung der Funkenstrecke mit einer Bogenlampe oder einer Radiumzelle konnte die Funkenverzögerung aufgehoben werden. Die anderen Metalle wie Zink und Blei geben zwar konstantere Wirkungen, aber ihre Rückwirkung auf den Löschvorgang ist nicht so gut wie bei Kupfer und Silber. Es seien hier zum Vergleich eine ganze Versuchsreihe mit Cu- und Zn-Elektroden wiedergegeben.

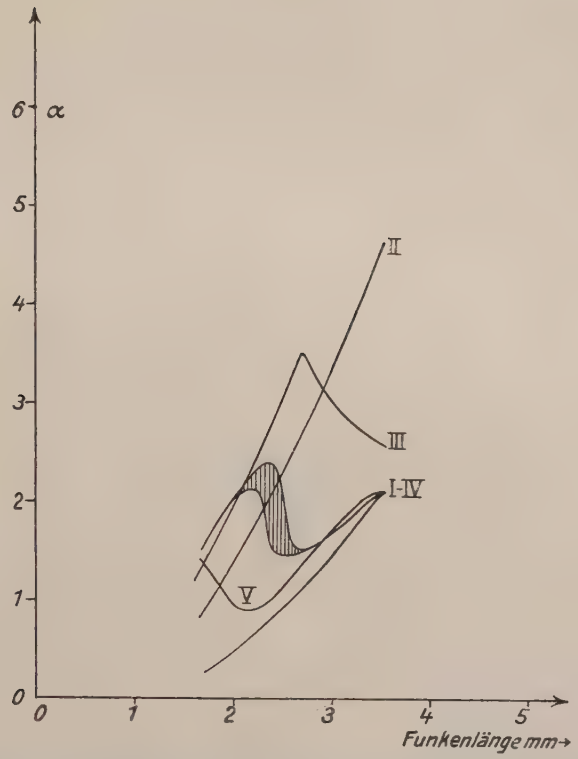


Fig. 16. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 15 mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.

Tabelle V.

1 Kondensator mit Luftfüllung. Koppelung $III = 23{,}0\,^0/_0$; $p = 10$ mm Hg.

Cu		
Funkenlänge	α-Cu	η-Cu
3,51	5,9	26,5 %
3,25	5,5	29,9
2,66	4,0	30,1
2,36	3,15	29,9
1,97	2,2	27,2
1,68	1,3	21,4

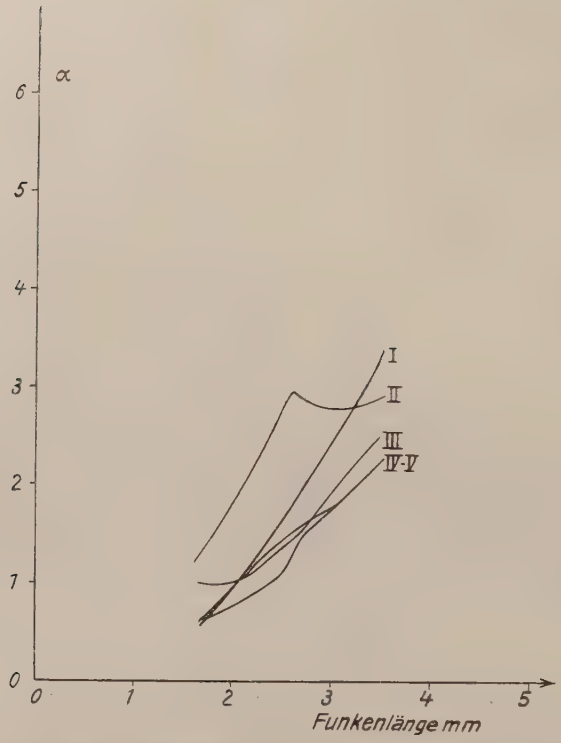


Fig. 17. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 5 mm Hg; 1 Löschkondensator; Zn-Elektroden.

Tabelle V (Fortsetzung).

Zn		
Funkenlänge	α-Zn	η-Zn
3,51	5,3	24,4 %
3,25	4,7	26,1
2,66	3,3	24,4
2,36	2,5	21,6
1,97	1,8	22,8
1,68	1,3	21,4

Wie ersichtlich, ist der Unterschied in der Löschwirkung für größere Funkenlängen beträchtlicher wie bei kleineren.

Auch der Nutzeffekt ist mit Zn-Elektroden bedeutend geringer.

4. Abhängigkeit vom Funkenpotential[1]).

Bei zunehmendem Funkenpotential nimmt der Stromeffekt im Sekundärkreis im allgemeinen zu, bis bei gegebener Koppelung Rückzündung eintritt.

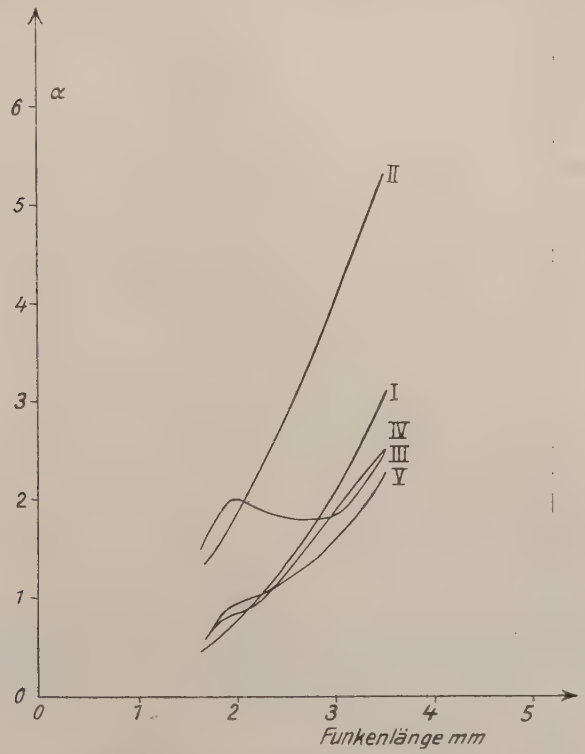


Fig. 18. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 10 mm Hg; 1 Löschkondensator; Zn-Elektroden.

Auch der Nutzeffekt steigt bei zunehmendem Funkenpotential, um bei eintretender Rückzündung steil abzufallen[2]). Unter sonst günstigen Bedingungen erreicht er eine Höhe von etwa 30 %. Als Beleg für die Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential seien hier folgende Versuchsreihen angeführt (vgl. Tabelle VI und VII):

1) Vgl. Fig. 14, 15, 16, 17, 18, 19.
2) Vgl. Fig. 20.

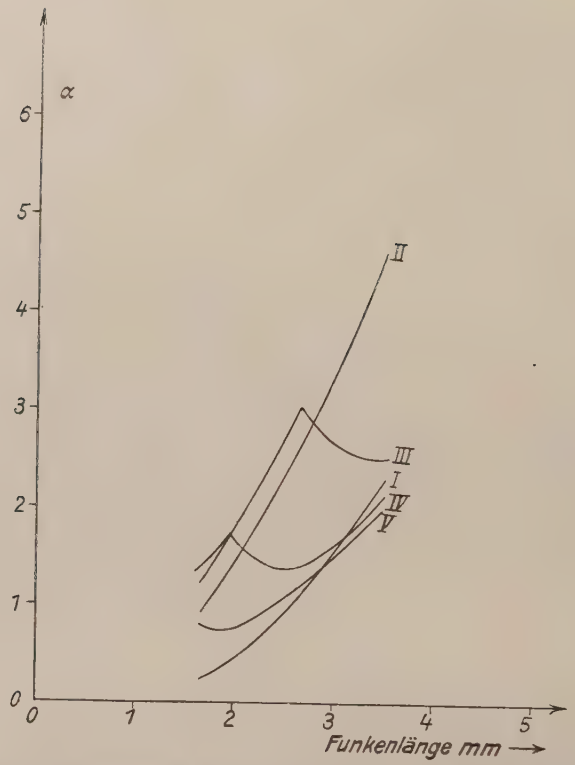


Fig. 19. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Funkenpotential. Versuchsbedingungen: Druck = 15 mm Hg; 1 Löschkondensator; Zn-Elektroden.

Tabelle VI.

1 Kondensator (Luftfüllung). Cu-Elektroden. $p = 10$ mm Hg.

F.L. mm	F.P. V	α					η %				
		I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
3,51	11780	3,2	5,9	2,5	2,75	2,3	14,4	26,5	11,4	12,1	10,3
3,25	10740	2,8	5,5	2,2	2,40	2,0	13,9	29,9	11,8	12,7	10,5
2,66	9140	1,75	4,0	1,95	1,50	1,3	12,5	30,1	14,4	10,6	9,4
2,36	8000	1,30	3,15	2,1	1,10	1,25	12,3	29,9	20,2	10,0	10,7
1,97	7080	0,9	2,2	2,5	0,8	1,00	9,9	27,2	30,6	9,8	12,0
1,68	6240	0,5	1,3	1,8	0,7	0,60	7,9	21,4	30,0	10,1	8,9

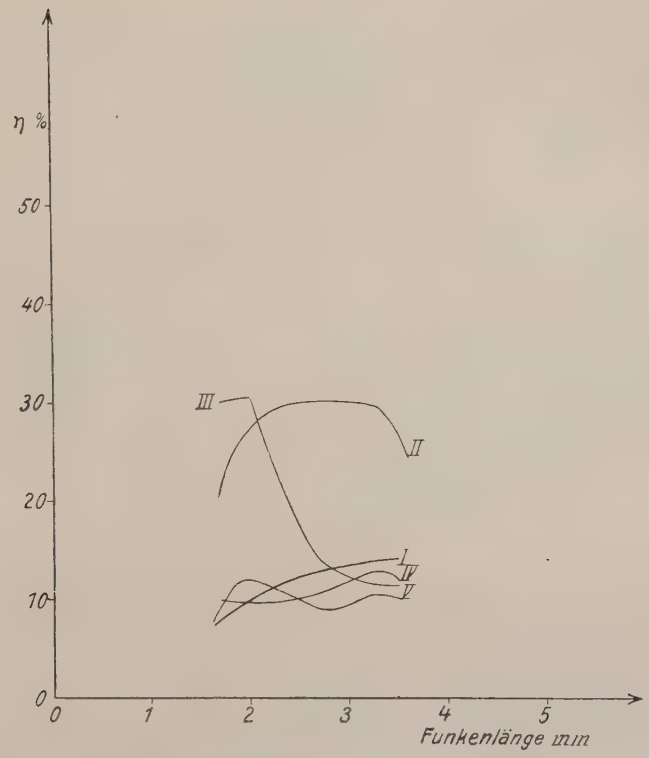


Fig. 20. Nutzeffekt der Anordnung in Funktion des Funkenpotentials. Versuchsbedingungen: Druck = 10 mm Hg; 1 Löschkondensator; Cu-Elektroden.

Tabelle VII.

1 Kondensator (Luftfüllung). Zn-Elektroden. $p = 15$ mm Hg.

F.L. mm	F.P. V	α					η %				
		I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
3,51	11780	2,1	4,7	2,6	2,1	2,1	9,7	21,8	11,4	9,5	9,5
3,25	10740	1,8	4,0	2,75	1,9	1,95	9,8	22,3	14,9	10,2	10,7
2,66	9140	1,1	2,75	3,5	1,5	1,3	7,6	20,0	26,1	10,8	8,8
2,36	8000	0,8	2,00	2,75	1,5—2,4 u.	1,0	7,5	19,2	26,6	14,2—23,4	9,2
1,97	7080	0,5	1,40	1,95	2,0	1,0	6,0	17,1	25,6	26,1	12,2
1,68	6240	0,25	0,9	1,3	1,5	1,4	4,0	14,9	21,4	24,3	22,8

In diesen Tabellen und in den folgenden bedeuten F.L. die Funkenlänge in Millimeter, F.P. das Funkenpotential in Volt, α der Ausschlag des Millivoltmeters und $\eta\,^0/_0$ der Nutzeffekt der Anordnung in Prozenten. Die einzelnen Koppelungskontakte sind durch römische Ziffern angegeben.

5. Einfluß der Kapazität.

Der Einfluß der Kapazität auf die Löschwirkung ist jedenfalls sehr gering.

Die beiden Löschkondensatoren konnten sowohl parallel als auch hintereinander im Stoßkreis geschaltet werden. Ihre scheinbare Kapazität verhielt sich dann im Verhältnis 4 : 1. Ein Einfluß auf die Löschwirkung konnte nicht beobachtet werden, und der Nutzeffekt wies nur ganz unbedeutende Änderungen auf.

Er war bei Parallelschaltung eher etwas größer.

Am Schluß der Arbeit sollen einige Tabellen (Ia—XVIIIa) gebracht werden, die aus dem Beobachtungstagebuch so zusammengestellt sind, daß sie eine möglichst vollkommene Übersicht über die Versuchsresultate und den Einfluß der einzelnen Versuchsbedingungen liefern.

In diesen Tabellen bedeuten: p den Druck in Millimeter Hg in dem Löschkondensator, F.L. die Funkenlänge in Millimeter, F.P. das Funkenpotential in Volt, i_1 die Aufladestromstärke des Löschkondensators, i_2 die effektive Stromstärke im Sekundärkreis, α_2 den Ausschlag des Millivoltmeters, ε_1 die dem Stoßkreis zugeführte Leistung, ε_2 die Leistung im Sekundärkreis, η der Wirkungsgrad der Anordnung in Prozenten, K der Koppelungsgrad in Prozenten.

Sämtliche Daten dieser Tabellen wurden mit einem Löschkondensator mit Luftfüllung bei einer Wellenlänge von 760 m in Luft gewonnen.

G. Zusammenfassung.

1. Es wird eine neue Anordnung zur Stoßerregung elektrischer Schwingungen, mit Hilfe einer elektrodenlosen Geißlerröhre, die gleichzeitig als Kondensator im Stoßkreis eingeschaltet wird, angegeben.

2. Die Vorteile dieser Methode der Schwingungserzeugung werden besprochen.

3. Die eingehenden Untersuchungen, die mit dieser neuen Anordnung angestellt wurden, haben folgende Ergebnisse geliefert:

Die Löschwirkung und der Nutzeffekt der Anordnung hängen von der Koppelung, dem Gasdruck und dem Funkenpotential stark ab; weniger Einfluß haben Elektrodenmaterial der Funkenstrecke und Kapazität im Stoßkreis. Es gibt eine günstigste Koppelung zwischen Stoßkreis und Sekundärsystem; bei zu enger Koppelung tritt Rückzündung ein.

Der günstigtse Gasdruck in den Löschkondensatoren liegt für Luftfüllung bei etwa 10 mm Hg. Silber- und Kupferelektroden in der Funkenstrecke löschen am besten; schlechter sind Zink, Blei und alle Metalle mit geringer Wärmeleitfähigkeit.

4. Der günstigste Nutzeffekt, der gefunden wurde, beträgt etwa 30 %. Dieser geringe Wirkungsgrad gegen 80—86 % mit der Wienschen Löschröhre dürfte seinen Grund in der zu geringen Stromdichte und der damit verbundenen großen Ionisierungsarbeit in den Löschkondensatoren haben.

Tabelle Ia.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P.	$K = 7{,}9$ %					$K = 16{,}4$ %				
		i_1 α_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %	i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %
3,51	11780	0,9	0,55 3,2	2,64	0,38	14,4	0,89	0,59 3,4	2,62	0,40	15,3
3,25	10740	0,8	0,44 2,6	2,15	0,30	14,0	0,8	0,70 4,0 u.	2,15	0,48	22,3
2,66	9140	0,69	0,30 1,8	1,58	0,20	12,7	0,69	0,64 3,7	1,58	0,44	27,8
2,36	8000	0,6	0,23 1,4	1,2	0,16	13,3	0,6	0,50 2,9	1,2	0,34	28,3
1,97	7080	0,5	0,14 0,9	0,88	0,097	11,0	0,5	0,34 2,0	0,88	0,23	26,2
1,68	6240	0,45	0,09 0,55	0,7	0,062	8,9	0,44	0,22 1,4	0,69	0,15	21,8

Tabelle IIa.

$p = 5$ mm Hg Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 23\,\%$					$K = 30\,\%$				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 Watt	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,9	0,44 2,6	2,64	0,30	11,4	0,9	0,38 2,25	2,64	0,26	9,9
3,25	10740	0,8	0,38 2,25	2,15	0,26	12,1	0,81	0,35 2,1	2,18	0,24	11,0
2,66	9140	0,69	0,25 1,5	1,58	0,17	10,7	0,7	0,29 1,75	1,6	0,20	12,5
2,36	8000	0,6	0,21 1,3	1,2	0,14	11,7	0,6	0,21 1,3	1,2	0,14	11,7
1,97	7080	0,52	0,33 1,95u.	0,92	0,23	25,0	0,52	0,14 0,9	0,92	0,097	10,5
1,68	6240	0,45	0,29 1,75	0,7	0,20	28,6	0,45	0,11 0,7	0,7	0,076	10,8

Tabelle IIIa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 36{,}5\,\%$				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,9	0,57 3,3	2,64	14,8	14,8
3,25	10740	0,81	0,48 2,8	2,18	0,33	15,1
2,66	9140	0,7	0,31 1,9	1,6	0,21	13,1
2,36	8000	0,62	0,23 1,4	1,24	0,16	12,9
1,97	7080	0,52	0,14 0,9	0,92	0,097	10,5
1,68	6240	0,46	0,08 0,55	0,72	0,055	7,6

Tabelle IVa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 7{,}9\,\%$					$K = 16{,}4\,\%$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,9	0,55 / 3,20	2,64	0,38	14,4	0,9	1,02 / 5,9	2,64	0,70	26,5
3,25	10740	0,85	0,48 / 2,80	2,38	0,33	13,9	0,82	0,96 / 5,5	2,20	0,66	29,9
2,66	9140	0,70	0,29 / 1,75	1,6	0,20	12,5	0,69	0,70 / 4,0	1,6	0,48	30,1
2,36	8000	0,61	0,21 / 1,30	1,22	0,15	12,3	0,62	0,54 / 3,15	1,24	0,37	29,9
1,97	7080	0,55	0,14 / 0,9	0,98	0,097	9,9	0,52	0,37 / 2,2	0,92	0,25	27,2
1,68	6240	0,45	0,08 / 0,5	0,7	0,055	7,9	0,45	0,21 / 1,3	0,7	0,15	21,4

Tabelle Va.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. V	$K = 23\,\%$					$K = 30\,\%$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 / α_2	ε_2 Watt	ε_1 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,9	0,43 / 2,5	2,64	0,30	11,4	0,9	0,47 / 2,75	0,32	2,64	12,1
3,25	10740	0,82	0,38 / 2,2	2,20	0,26	11,8	0,82	0,41 / 2,40	0,28	2,20	12,7
2,66	9140	0,7	0,33 / 1,95	1,6	0,23	14,4	0,70	0,25 / 1,50	0,17	1,6	10,6
2,36	8000	0,62	0,36 / 2,1	1,24	0,25	20,2	0,60	0,18 / 1,10	0,12	1,20	10,0
1,97	7080	0,55	0,43 / 2,5	0,98	0,30	30,6	0,52	0,13 / 0,8	0,09	0,92	9,8
1,68	6240	0,45	0,30 / 1,8	0,7	0,21	30,0	0,48	0,11 / 0,7	0,076	0,75	10,1

Tabelle VIa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. F	$K = 36{,}5$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %
3,51	11780	0,89	0,39 / 2,3	2,62	0,27	10,3
3,25	10740	0,81	0,33 / 2,0	2,18	0,23	10,5
2,66	9140	0,70	0,21 / 1,3	1,6	0,15	9,4
2,36	8000	0,62	0,20 / 1,25	1,22	0,14	10,7
1,97	7080	0,52	0,16 / 1,00	0,92	0,11	12,0
1,68	6240	0,45	0,09 / 0,60	0,7	0,062	8,9

Tabelle VIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. F	$K = 7{,}9$ %					$K = 16{,}4$ %				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %	i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	η %
3,51	11780	0,88	0,36 / 2,1	2,59	0,25	9,7	0,89	0,82 / 4,7	2,62	0,57	21,8
3,25	10740	0,8	0,30 / 1,8	2,15	0,21	9,8	0,8	0,70 / 4,0	2,15	0,48	22,3
2,66	9140	0,69	0,18 / 1,1	1,58	0,12	7,6	0,7	0,47 / 2,75	1,6	0,32	20,0
2,36	8000	0,6	0,13 / 0,8	1,2	0,09	7,5	0,6	0,34 / 2,00	1,2	0,23	19,2
1,97	7080	0,52	0,08 / 0,5	0,92	0,055	6,0	0,5	0,22 / 1,40	0,88	0,15	17,1
1,68	6240	0,45	0,04 / 0,25	0,7	0,028	4,0	0,42	0,14 / 0,9	0,65	0,097	14,9

Tabelle VIIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 23\ ^0/_0$					$K = 30\ ^0/_0$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$	i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$
3,51	11 780	0,9	0,43 / 2,6	2,64	0,30	11,4	0,89	0,36 / 2,1	0,62	0,25	9,5
3,25	10 740	0,8	0,47 / 2,75	2,15	0,32	14,9	0,8	0,32 / 1,9	2,15	0,22	10,2
2,66	9 140	0,7	0,61 / 3,5	1,6	0,42	26,1	0,69	0,25 / 1,5	1,58	0,17	10,8
2,36	8000	0,6	0,47 / 2,75	1,2	0,32	26,6	0,6	0,25-0,41 / 1,5-2,4	1,2	0,17-0,28	14,2-23,4
1,97	7080	0,51	0,33 / 1,95	0,90	0,23	25,6	0,5	0,34 / 2,0	0,88	0,23	26,1
1,68	6 240	0,45	0,21 / 1,3	0,7	0,15	21,4	0,45	0,25 / 1,5	0,7	0,17	24,3

Tabelle IXa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Cu-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 36{,}5\ ^0/_0$				
		α_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$
3,51	11780	0,89	0,36 / 2,1	2,62	0,25	9,5
3,25	10740	0,8	3,3 / 1,95	2,15	0,23	10,7
2,66	9140	0,7	0,21 / 1,3	1,6	0,14	8,8
2,36	8000	0,6	0,16 / 1,0	1,2	0,11	9,2
1,97	7080	0,51	0,16 / 1,0	0,90	0,11	12,2
1,68	6240	0,45	0,23 / 1,4	0,7	0,16	22,8

Tabelle Xa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P.	$K = 7{,}9\,\%$					$K = 16{,}4\,\%$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_2 Watt	ε_1 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,91	0,57 / 3,3	0,39	2,68	14,5	0,87	0,5 / 2,9	2,56	0,35	13,6
3,25	10740	0,83	0,48 / 2,8	0,33	2,23	14,8	0,8	0,48 / 2,8	2,15	0,33	15,3
2,66	9140	0,7	0,31 / 1,9	0,21	1,6	13,1	0,68	0,5 / 2,9	1,55	0,35	22,6
2,36	8000	0,61	0,23 / 1,4	0,16	1,22	13,1	0,6	0,42 / 2,5	1,2	0,29	24,2
1,97	7080	0,52	0,14 / 0,9	0,097	0,92	10,5	0,5	0,29 / 1,75	0,88	0,20	22,8
1,68	6240	0,46	0,08 / 0,55	0,055	0,72	7,6	0,45	0,21 / 1,3	0,7	0,14	20,0

Tabelle XIa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P.	$K = 23\,\%$					$K = 30{,}0\,\%$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$	i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\,\%$
3,51	11780	0,9	0,42 / 2,5	2,64	0,29	11,0	0,91	0,38 / 2,25	2,68	0,26	9,7
3,25	10740	0,82	0,38 / 2,25	2,20	0,26	11,8	0,82	0,34 / 2 00	2,20	0,23	10,4
2,66	9140	0,71	0,25 / 1,5	1,62	0,17	10,5	0,7	2,6 / 1,55	1,6	0,18	11,2
2,36	8000	0,62	0,20 / 1,25	1,24	0,14	11,2	0,62	0,21 / 1,3	1,24	0,14	11,3
1,97	7080	0,52	0,16 / 1,00	0,92	0,11	12,0	0,55	0,14 / 0,9	0,97	0,097	10,0
1,68	6240	0,48	0,16 / 1,00	0,75	0,11	14,7	0,48	0,09 / 0,6	0,075	0,062	8,3

Tabelle XIIa.

$p = 5$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 36{,}5\ ^0/_0$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$
3,51	11780	0.9	0,38 / 2,25	2,64	0,26	9,8
3,25	10740	0,82	0,34 / 2,00	2,20	0,24	10,9
2,66	9140	0,7	0,22 / 1,4	1,6	0,15	9,4
2,36	8000	0,6	0,16 / 1,0	1,2	0,11	9,2
1,97	7080	0,52	0,12 / 0,75	0,92	0,083	9,0
1,68	6240	0,48	0,09 / 0,6	0,75	0,062	8,3

Tabelle XIIIa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 7{,}9\ ^0/_0$					$K = 16{,}4\ ^0/_0$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$	i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$
3,51	11780	0,84	0,53 / 3,1	2,62	0,37	14,1	0,89	0,92 / 5,3	2,62	0,64	24,4
3,25	10740	0,80	0,43 / 2,55	2,15	0,30	13,9	0,81	0,82 / 4,7	2,18	0,57	26,1
2,66	9140	0,68	0,27 / 1,6	1,55	0,19	12,3	0,7	0,57 / 3,3	1,6	0,39	24,4
2,36	8000	0,6	0,19 / 1,15	1,2	0,13	10,8	0,6	0,38 / 2,5	1,2	0,26	21,6
1,97	7080	0,52	0,12 / 0,75	0,92	0,083	9,0	0,52	0,30 / 1,8	0,92	0,21	22,8
1,68	6240	0,45	0,08 / 0,5	0,7	0,055	7,8	0,45	0,21 / 1,3	0,7	0,15	21,4

Tabelle XIVa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 23\ ^0/_0$					$K = 30{,}0\ ^0/_0$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$	i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$
3,51	11780	0,9	0,43 / 2,5	2,64	0,30	11,4	0,9	0,43 / 2,5	2,64	0,30	11,4
3,25	10740	0,82	0,36 / 2,1	2,20	0,25	11,4	0,8	0,38 / 2,2	2,15	0,26	12,1
2,66	9140	0,7	0,30 / 1,8	1,6	0,21	13,1	0,69	0,23 / 1,45	1,58	0,16	10,1
2,36	8000	0,6	0,32 / 1,9	1,2	0,22	18,3	0,6	0,18 / 1,1	1,2	0,12	10,0
1,97	7080	0,52	0,34 / 2,0	0,92	0,23	25,0	0,52	0,13 / 0,8	0,92	0,09	9,8
1,68	6240	0,45	0,25 / 1,5	0,7	0,17	24,3	0,45	0,10 / 0,6	0,7	0,069	9,9

Tabelle XVa.

$p = 10$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. ₮	$K = 36{,}5\ ^0/_0$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$
3,51	11780	0,88	0,38 / 2,25	2,59	0,26	10,0
3,25	10740	0,8	0,32 / 1,9	2,15	0,22	10,4
2,66	9140	0,7	0,21 / 1,3	1,6	0,15	9,4
2,36	8000	0,6	0,18 / 1,1	1,2	0,12	10,0
1,97	7080	0,5	0,15 / 0,9	0,88	0,10	11,4
1,68	6240	0,45	0,09 / 0,55	0,7	0,62	8,9

Tabelle XVIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. $\mathcal{V}$	$K = 7{,}9\ \%$					$K = 16{,}4\ \%$				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ \%$	i_1	i_2 α_2	ε_2 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ \%$
3,51	11 780	0,82	0,38 2,25	2,42	0,26	10,7	0,88	0,80 4,6	0,55	2,59	21,2
3,25	10 740	0,79	0,32 1,9	2,12	0,22	10,4	0,8	0,70 4,0	0,48	2,15	22,3
2,66	9 140	0,68	0,18 1,1	1,55	0,12	7,7	0,69	0,46 2,7	0,31	1,58	19,6
2,36	8 000	0,58	0,12 0,75	1,16	0,083	7,2	0,6	0,34 2,0	0,23	1,2	19,2
1,97	7 080	0,5	0,07 0,45	0,88	0,048	5,5	0,5	0,23 1,4	0,17	0,88	19,3
1,68	6 240	0,42	0,04 0,25	0,65	0,027	4,2	0,45	0,14 0,9	1,097	0,7	13,9

Tabelle XVIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. $\mathcal{V}$	$K = 23\ \%$					$K = 30\ \%$				
		i_1	i_2 α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ \%$	i_1	i_2 α_2	ε_2 Watt	ε_1 Watt	$\eta\ \%$
3,51	11 780	0,88	0,43 2,5	2,59	0,30	11,6	0,89	0,35 2,1	0,24	2,62	9,2
3,25	10 740	0,8	0,43 2,5	2,15	0,30	13,9	0,8	0,32 1,85	0,22	2,15	10,4
2,66	9 140	0,69	0.52 3,0	1,58	0,36	22,8	0,69	0,23 1,4	0,16	1,58	10,1
2,36	8 000	0,6	0,43 2,5	1,2	0,30	25,0	0,6	0,23 1,4	0,16	1,2	13,3
1,97	7 080	0,5	0,29 1,7	0,88	0,20	22,7	0,52	0,29 1,7	0,20	0,92	21,8
1,68	6 240	0,43	0,21 1,25	0,67	0,14	21,0	0,45	0,22 1,35	0,15	0,7	21,4

Tabelle XVIIIa.

$p = 15$ mm Hg. Luftfüllung. Zn-Elektroden.

F.L. mm	F.P. Ψ	$K = 36{,}5\ ^0/_0$				
		i_1	i_2 / α_2	ε_1 Watt	ε_2 Watt	$\eta\ ^0/_0$
3,51	11780	0,88	0,34 / 2,00	2,59	0,23	8,9
3,25	10740	0,8	0,29 / 1,75	2,15	0,20	9,3
2,66	9140	0,68	0,20 / 1,2	1,58	0,14	8,9
2,36	8000	0,6	0,16 / 1,0	1,2	0,11	9,2
1,97	7080	0,5	0,12 / 0,75	0,88	0,083	9,4
1,68	6240	0,42	0,14 / 0,8	0,65	0,097	14,9

Lebenslauf.

Ich, Moritz Vos, römisch-katholischer Konfession, niederländischer Staatsangehörigkeit, Sohn des Privatiers Hubert Vos, wurde am 18. September 1889 in Brüssel (Belgien) geboren. Meine Kindheit und Jugend verbrachte ich in Ramleh bei Alexandrien (Ägypten), wohin meine Eltern ausgewandert waren. Bis zu meinem 19. Lebensjahre studierte ich dort privat. Oktober 1908 siedelten meine Eltern nach Graz (Steiermark) über, wo ich die K. K. Karl-Franzens-Universität bezog und als außerordentlicher Hörer der Philosophischen Fakultät sechs Semester Physik, Mathematik und Meteorologie studierte. Im Wintersemester 1911/12 bezog ich die Universität Marburg i. H., wo ich zunächst als Hörer aufgenommen wurde. Ostern 1912 legte ich an der Landes-Oberrealschule in Graz eine Prüfung wie sie zur Erlangung der Berechtigung zum Einjährig-Freiwilligen-Dienst vorgeschrieben ist, mit gutem Erfolge ab. Auf Grund dieser Prüfung wurde ich dann im Sommersemester 1912 in Marburg immatrikuliert, wo ich im Physikalischen Institute die vorliegende, in Graz angefangene Arbeit beendete. Mit Genehmigung des Herrn Ministers der geistlichen und Unterrichts-Angelegenheiten wurde ich unter Befreiung von dem Nachweise der Reife einer neunstufigen höheren Lehranstalt zur Doktorpromotion in der hiesigen Philosophischen Fakultät zugelassen, da meine Dissertation den für diesen Fall vorgeschriebenen Bedingungen entsprach.

Das Examen rigorosum bestand ich am 29. Januar 1913. Seit Anfang des Wintersemesters 1912/13 bin ich als Assistent am Physikalischen Institut der Universität Marburg tätig.

Meine akademischen Lehrer, denen ich zu großem Danke verpflichtet bin, waren in Graz: Benndorf, von Ficker, von Pfaundler, Streintz und Waßmuth; in Marburg: von Dalwigk und Richarz.

Zu ganz besonderem Danke fühle ich mich meinen hochverehrten Lehrern Herr Prof. Dr. H. Benndorf und Herr Prof. Dr. F. Richarz gegenüber verpflichtet für das rege Interesse, welches sie meinen Arbeiten stets entgegenbrachten und für die Liebenswürdigkeit, womit sie mir die Mittel ihrer Institute zur Verfügung stellten.